МЕЖДУЗОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ СИЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

В.Ч.Жуковский, А.А.Соколов

В ряде работ [1–3] было показано, что интенсивное лазерное излучение способно вызывать многоквантовые переходы электронов из валентной зоны проводника в зону проводимости. В данной заметке мы хотим показать, что включение постоянного магнитного поля дает возможность получить резонансное возрастание коэффициента поглощения в присутствии сильной электромагнитной волны. При этом будут происходить переходы, запрещенные правилами отбора по магнитному квантовому числу, с вероятностью, пропорциональной степеням интенсивности внешнего излучения.

Потенциалы постоянного магнитного поля, параллельного оси z, и плоской циркулярно-поляризованной волны зададим в виде:

$$A(H) = (0, xH, o), \; A(t) = (b\cos\omega t, \; b\sin\omega t, 0).$$

Для электрона в вакууме известно решение релятивистских волновых уравнений в таких полях [4]. Чтобы найти волновые функции электрона в полупроводнике, введем операторы рождения и уничтожения a^+ и a:

$$a = \frac{1}{r_0}\left(\frac{cp_x}{eH} - i(x - x_0)\right), \; [a, a^+] = 1, \; x_0 = -\frac{cp_y}{eH}, \; r_0 = \left(\frac{2c\hbar}{eH}\right)^{1/2}. \quad (1)$$

С их помощью определим оператор

$$\Lambda = \exp\left[-\frac{i}{\hbar}\int^{t}\gamma(t')dt' + \mu a^{+} - \mu^{*} a\right],$$

где $\mu(t)$ и $\gamma(t)$ удовлетворяют уравнениям:

$$\dot{\mu} = -i\omega_c\mu - i\frac{eb}{mcr_0}e^{-i\omega t},$$

$$\gamma = -\frac{im\omega_c r_0^2}{4}(\dot{\mu}\mu^{*} - \mu\dot{\mu}^{*}) + \frac{1}{2}mr_0^2|\dot{\mu}|^2, \quad \omega_c = \frac{eH}{mc}. \quad (2)$$

Предположим, что зона проводимости и валентная зона параболические и невырожденные. Волновые функции в таком случае можно записать следующим образом:

$$\Psi_l = U_{lo}(r)f_l(r, t) \quad (3)$$

$f_1 = \Lambda_1\bar{\Phi}_n\exp(-i\epsilon_1 t/\hbar)$ – для валентной зоны 1,

$f_2 = \Lambda_2\Phi_{n'}\exp(-i\epsilon_2 t/\hbar)$ – для зоны проводимости 2,

где U_{lo} – периодическая часть функции Блоха при $k = 0$, а $\epsilon_1 = -\bar{E}_n - \epsilon_1^0$ и $\epsilon_2 = E_{n'} + \epsilon_2^0$ – значения энергии в зонах 1 и 2 в магнитном поле; $\epsilon_1^0 + \epsilon_2^0 = \epsilon_g$ – ширина запрещенной зоны,

$$E_n = \hbar\omega_c\left(n + \frac{1}{2}\right) + (\hbar k_z)^2/2m,$$

а $\Phi_n(r)\exp(-iE_n t/\hbar)$ – собственная функция электрона в магнитном поле.

Если в отсутствии электромагнитной волны электрон находился на уровне n, то под действием сильного переменного поля с энергией фотонов $\hbar\omega < \epsilon_g$ станут возможными переходы внутри зоны, в результате чего установится следующее распределение вероятности нахождения электрона на уровнях ℓ

$$W_l = \begin{cases} I^2_{\ell,n}(\rho), & \ell \geq n \\ I^2_{n,\ell}(\rho), & \ell < n, \end{cases} \tag{4}$$

где

$$I_{\ell,n}(\rho) = (\ell!\,n!)^{-1/2}\, e^{-\rho/2}\, \rho^{(\ell-n)/2}\, Q_n^{\ell-n}(\rho);$$

$Q_n^{\ell-n}$ – полином Лагерра, а $\rho = e^2 b^2/[mcr_0(\omega-\omega_c]^2$. Здесь мы предполагаем, что частота ω отлична от циклотронной и поэтому внутри зоны возможны лишь нерезонансные переходы.

Матричный элемент перехода из валентной зоны в зону проводимости под действием поля $E = \vec{\epsilon} E_{\sim} e^{-i\omega' t}$ будет равен

$$M_{12} = \frac{eE_{\sim}}{m\omega'}(p_{12}\vec{\epsilon}) I_{n',n}(\xi); \quad \xi = \frac{e^2F^2}{[m^* r_0(\omega+\omega_{C1})(\omega-\omega_{C2})]^2}, \tag{5}$$

где p_{12} – матричный элемент дипольного перехода при $k = 0$, а $F = b\omega/c$ – амплитуда поля волны; ω_{C1}, ω_{C2} – циклотронные частоты в зонах 1 и 2, m^* – приведенная масса. При таком переходе будут выполняться правила отбора для волновых чисел: $k_{z1} = k_{z2}$, $k_{y1} = k_{y2}$, однако правил отбора по квантовым числам n' уже не будет, так как при $\xi \neq 0$ возможны переходы в состояния $n' \neq n$. Заметим, что в постоянных скрещенных полях правил отбора по n также нет [6].

Частота для перехода (5) должна удовлетворять условию:

$$\hbar\omega' = (n-n')\hbar\omega + \hbar\omega_{C1}\left(n+\frac{1}{2}\right) + \hbar\omega_{C2}\left(n'+\frac{1}{2}\right) + \frac{(\hbar k_z)^2}{2m^*} +$$
$$+ \epsilon_g + \frac{e^2F^2}{2m^*(\omega+\omega_{C1})(\omega-\omega_{C2})}. \tag{6}$$

Последнее слагаемое справа в этом равенстве соответствует постоянному сдвигу края поглощения, причем знак сдвига зависит от соотношения ω и ω_{C2}. Кроме того при $n' > n$ оказывается возможным поглощение сразу нескольких фотонов $\hbar\omega$ из интенсивной волны, причем матричный элемент перехода пропорционален $\xi^{n'-n}$.

Используя (5) можно найти коэффициент поглощения:

$$a = \frac{(p_{12}\vec{\epsilon})^2 e^3 H (2m^*)^{1/2}}{n_0 c^2 \hbar^2 m\omega'} \sum_{n',n} I^2_{n',n}(\xi)[\hbar\omega' + (n'-n)\hbar\omega -$$
$$- \hbar\omega_1\left(n+\frac{1}{2}\right) - \hbar\omega_{C2}\left(n'+\frac{1}{2}\right) - \epsilon_g - \frac{e^2F^2}{2m^*(\omega+\omega_{C1})(\omega-\omega_{C2})}]^{-1/2} \tag{7}$$

Максимальное поглощение будет наблюдаться для резонансных значений частот из (6) при $k_z = 0$, при этом a будет все же конечным в связи с наличием затухания. При больших значениях разности $n' - n$ функция $I_{n',n}$ ведет себя как функция Бесселя $J_{n'-n}(2\sqrt{n\xi})$, следовательно можно наблюдать осцилляции коэффициента поглощения в зависимости от величины ξ.

В сильном поле при $\xi \gg 1$ для переходов между малыми квантовыми числами матричный элемент, пропорциональный $e^{-\xi/2}$, будет давать экспоненциальное затухание вероятности перехода.

Когда $\omega \ll \omega_C$, электроны движутся в почти постоянном поле и поэтому формулы (5), (6) и (7) переходят в соответствующие формулы, полученные Ароновым [6] для постоянных скрещенных полей. Параметр ξ для интенсивного микроволнового или инфракрасного излучения может стать близким к единице ($\xi \sim 1$). Для этого следует задать, например, значения $m^* = 10^{-28}$ *г*, $\omega = 10^{13}$ *сек*$^{-1}$, $H = 10^4$ *гс* и напряженности электрического поля $F = 10^4$ *в/см*, что в настоящее время является вполне доступным.

Физический факультет
Московского государственного
университета
им. М.В.Ломоносова

Поступило в редакцию
6 июля 1967 г.

Литература

[1] R.Braunstein. Phys. Rev., 125, 475, 1962.
[2] Л.В.Келдыш. ЖЭТФ, 47, 1945, 1964.
[3] M.Inoue, Y.Toyozawa. J. Phys. Soc. Japan, 20, 363, 1965.
[4] P.J.Redmond. J. Math. Phys., 6, 1163, 1964.
[5] А.Г.Аронов. ФТТ, 5, 552, 1963.

ВЛИЯНИЕ КВАНТОВЫХ ФЛУКТУАЦИЙ НА ШИРИНУ ПОЛОСЫ ИЗУЧАЕМЫХ ЧАСТОТ В СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ТУННЕЛЬНОЙ СТРУКТУРЕ

Ю.М.Иванченко

В работе автора [1] рассматривался эффект Джозефсона [2] с учетом квантового характера взаимодействия электронов с электромагнитными полем. При этом было показано, что квантование приводит к появлению конечной ширины полосы излучаемых частот. Однако ширина